

急拡部を通過する津波の水理特性

富澤 大*・今村文彦**・首藤伸夫***

1. はじめに

港や湾内での津波は、浅水変形のみならず人工構造物での回折や反射により、複雑な挙動を示す。ここでは、水面の上昇下降よりも流れとしての性質が強く、局所的に渦の発生が見られ、流れの場を一層複雑にする。近年の沿岸域の開発と共に、津波によって生じた流れによる貯木場からの木材流出や養殖筏の破壊・流出などの被害が懸念されるようになってきている。従来、津波に対しては波高や水位経時変化に注目して研究されており、流れに対する検討は十分なものではない。

本研究の目的は、これらの問題に対する基礎検討として、急拡部を通過する孤立波を対象に水理実験を行い、水位変化および流れの特性を解明することにある。そのため、急拡部前後の水位・流速の分布特性、free turbulent flow などの定常問題との比較、急拡部近傍での水平拡散係数・混合距離の見積、従来の数値計算法の適用性などの検討を行う。

2. 水理実験方法

水理実験装置を図-1に示す。全長 650 cm で、 $X < 350$ cm では幅 30 cm の狭幅水路、 $X \geq 350$ cm では 100 cm 拡幅され幅 130 cm の広幅水路となっている。実験中の水深は 55 cm である。周期 1.5 秒、波高水深比 0.1 の孤立波を造波させ、狭幅部および拡幅部において、10 cm または 20 cm 毎に水位、流速を測定した。水位の測定にはサーボ式水位計、流速の測定には電磁流速計を用いた。さらに、急拡による波高変化を調べるため、拡幅部を設けない 1 次元水路での水理実験も併せて行った。

3. 急拡部前後の水理特性

(1) 水位と流速分布

図-1 には測定から得られた造波後 3.8 秒から 0.2 秒毎の水位空間分布を示す。主峰が急拡部を通過する前か

ら主峰高さは徐々に減少し、後方の谷部の増加が見られる。これは急拡部で発生した反射波の影響である。図-2 には主峰高さ（最高水位）の変化を表わす。急拡部では 1 次元水路での値に対し 40% に及ぶ減衰が生じ、この減衰率は Mei (1989) による狭幅水路での scattering の理論値より求めた (1)、(2) 式に示す結果とほぼ一致するが、広幅水路部での波高減衰の度合については理論値が過小評価となる。

$$\frac{A_1}{A_0} = \frac{-1 + ak + 2aki/\pi \cdot \ln(2ak\gamma/\pi e)}{1 + ak + 2aki/\pi \ln(2ak\gamma/\pi e)} \cdot e^{-ikx} \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{A_2}{A_0} = \frac{2ak + 4aki/\pi \cdot \ln(rk\gamma/2)}{1 + ak + 2aki/\pi \ln(2ak\gamma/\pi e)} \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 A_0, A_1, A_2 ; 進行波波高, 反射波水位, 透過波水位, x, r ; 急拡部からの伝播逆方向と伝播方向の距離, a ; 狭幅水路幅, k ; 波数, γ ; Euler 定数。

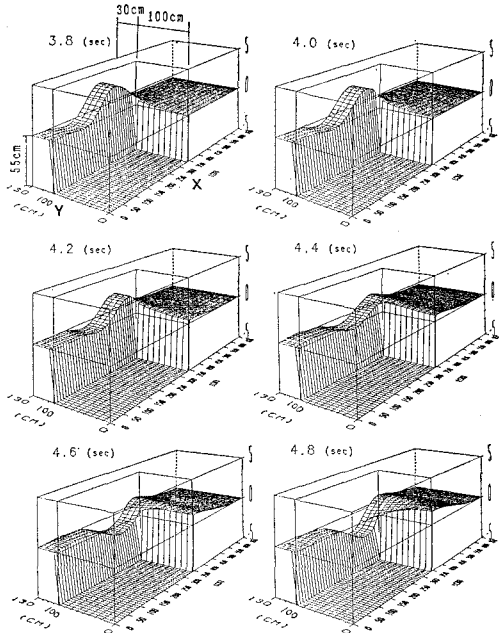


図-1 急拡部を通過する孤立波の水位分布

* 正員 工修 清水建設(株)
** 正員 工博 東北大学助手 工学部土木工学科
*** 正員 工博 東北大学教授 工学部災害制御研究センター

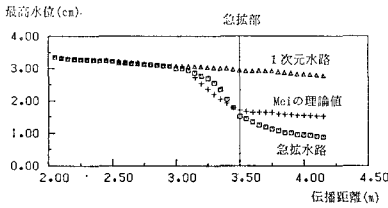


図-2 急拡部前後での最大水位の変化

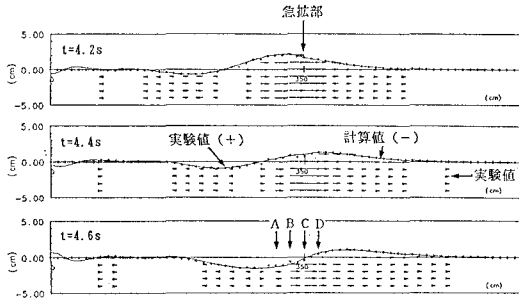


図-3 急拡部前後での水位と流速分布

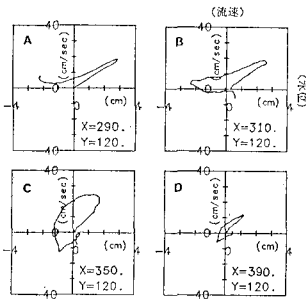


図-4 水位と流速の関係

Mei の理論は scattering の効果は距離 r の関数で、それと直交する方向には変化しないとしているが、現実には拡部通過直後にはこの仮定が成立しない事にこの差の原因があると思われる。

図-3 は $Y=110$ cm の空間波形と流速分布を示す。 $t=4.2$ 秒では、水位の正負に対応して流れが正負の値をとり、進行波としての性質を持つが、主峰が急拡部を通過後の $t=4.6$ 秒では水位が負の値を持つにも関わらず、流れが進行方向に向いたまま正の値をとる場所がある。例えば、最下段の図において C 点から左の谷までの部分である。これも急拡部で発生した反射波の影響が大きい。

図-4 は図-3 中の 4 地点での水位と流速の関係を表している。A, B は狭幅水路内、C は急拡部、D は広幅水路内の地点である。A 地点ではほぼ直線的な関係であり進行波的性質が強いが、B, C, D では楕円形に近い関係になり、反射波の影響を受け重複波的な挙動を示

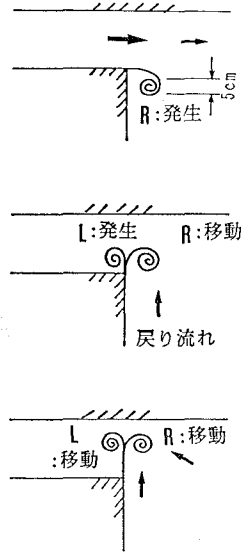


図-5 剪断渦の発生と移動

している。

(2) 剪断渦

急拡部の角では、図-5 に示すように、主峰の進入と共に直径 5 cm ほどの局所的な剪断渦 (R) が発生し、暫くは位置を変えずに停滞する。その後、拡部部の水路側壁で反射した水路横断方向の波に起因する戻り流れにより、剪断渦は水路部へと移動する。この時に、もう 1 つの渦 (L) が形成され、2 つは 1 つの渦対となり、水路中央部へと運ばれ、側壁に衝突する前に離れる方向に移動する。

今回の測定では、この渦の諸量を捉えることは出来なかった。渦の移動については、渦周辺での流れの場によって説明できると思われるが、発生および渦の合体に関しては今後の課題である。

4. 急拡部通過後の流速分布

急拡部付近で発生する流れを定常自由噴流流れと比較するため、図-6 のように半値幅 b , U の y 方向最大値 U_{ym} , V の x 方向最大値 V_{xm} , V_{xm} の発生位置 d などを定義する。

図-7 の最上部に b と運動量厚さ (θ^*) の場所的变化を $t=4.2, 4.6$ 秒について示す。 $t=4.2$ 秒では、 b の分布はほぼ直線的で比例定数は 0.35~0.45 である。これは定常 2 次元自由噴流 (Rotta, 1975) の場合の倍以上で、進行方向の流れは水路幅方向に拡がりやすいことが分かる。 $t=4.6$ 秒には $x/b_0=1.0$ 付近から b は増加する。運動量厚さも b と同様に $t=4.6$ 秒には値が大きくなり、主峰が急拡部を通過し幅方向に急速に運動量が広がっていることが分かる。

図-7 下段は U_{ym} と V の y 方向最大値 V_{ym} の変化を調べた結果である。 U_{ym} は一様減少するのに対し、 V_{ym} は $x/b_0=1.5$ 付近まで増加し、これ以降 U_{ym} とほぼ同じ値をとる。この V_{ym} のピーク位置 (図-6 中の d) は時間が経過しても変化なく一定値 (50 cm) をとる。 $x/b_0 < 1.5$ の範囲が自由噴流の支配的な領域であると考えられる。

図-8 に $U/U_{ym} \sim y/b$, $V/V_{xm} \sim x/d$ の関係を示す。 $t=4.2$ 秒において、 U には相似則がほぼ成立しており、 V に対しても相似則が考えられなくもない。一方、 $t=4.6$ 秒では、 b も直線の変化からはずれ、同時に U も相似則からずれてくる。急拡部に近い場所 (×印) では $t=4.2$ 秒と同じ分布形状を持つが、離れるに従い (○, ◇, △印) y/b の大きい所で流速が増加する。これは、主峰がすでに広幅水路部に入り、横断方向の圧力勾配に基づく流速 V が大きくなるため、持ち込まれる x 方向の運動量が大きくなるからであろう。このことは 図-7 下段の図からも理解できる。

5. 運動量の水平拡散効果

急拡部では剪断流による水平拡散効果が無視できなくなり、流れの状況を把握するにはこの拡散係数を見積る必要がある。本実験では乱流計測は出来なかったが、流れの平均値より運動方程式中の各項を算出し、拡散係数を推定することを試みた。この運動量方程式は海底摩擦項を持つ浅水理論である。

運動量方程式から拡散係数 (ϵ) を逆算し、図-9 の結果を得た。噴流域内では流速勾配に比例し、その外部ではバラつきが大きく流速勾配との関係はなかった。ここでいう噴流内部とは、図-7 下段の図に示すように、 V_{ym} より U_{ym} が大きい場所と定義する。

ϵ が流速勾配に比例する部分に対し混合距離 (l) を算出した結果を図-10 に示す。図より、 $l/x=1.5$ なる関係がなくもないが、 l は以下の3つの領域に分類される

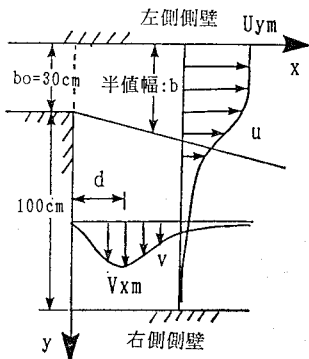


図-6 急拡部通過後の流れ

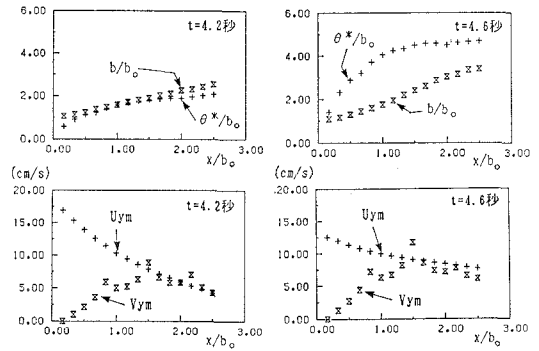


図-7 半値幅 (b)・運動量厚さ (θ^*) と U_{ym} ・ V_{ym} の変化

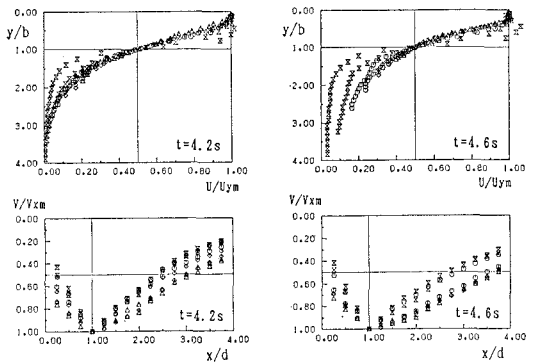


図-8 流速分布の相似性

上段 ×: $x=0-20$ cm ○: $x=20-40$ cm ◇: $x=40-60$ cm
△: $x=60-80$ cm □: $x=80-100$ cm
下段 ×: $y=30-50$ cm ○: $y=50-70$ cm ◇: $y=70-90$ cm
△: $y=90-110$ cm

と考えた方がよい。図-5 に示した剪断渦寸法の2倍程度の範囲である $0 \leq x \leq 10$ cm の場所では比較的 l が大きい。自由噴流域と見なせる $10 \text{ cm} \leq x \leq 30$ cm の範囲で l は x に比例する関係を持つ。それ以遠の $30 \text{ cm} \leq x \leq 50$ cm では噴流の後半部分で l がほぼ一定値をとる。ここでは、 l が70 cmの一定の値となるが、流速勾配が小さいため水平拡散効果としては大きな影響を持たない。

以上の結果は、主峰が急拡部を通過した直後 ($t=4.0$ 秒から4.5秒) で流速 U の大きい時間帯について成立し、これ以降では剪断流の影響は小さい。

6. 数値計算との比較

水平拡散項を含まない浅水理論による数値計算値と実験値との比較を行った。図-11 は $t=4.2$ 秒での実験と計算による水位分布と流速ベクトル図を示す。水位分布に関してはほぼ一致しているが、拡幅部の角では、計算による流速が過大評価される。水位が最大誤差8%に対し、流速は最大誤差28%になる。また、図-1の $t=4.8$

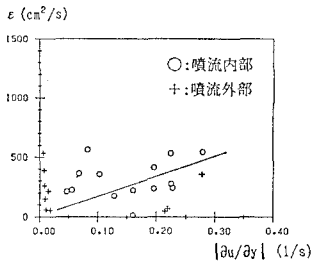


図-9 拡散係数(ε)と流速勾配(du/dy)の関係

$$l = \sqrt{\varepsilon / \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|} \text{ (cm)}$$

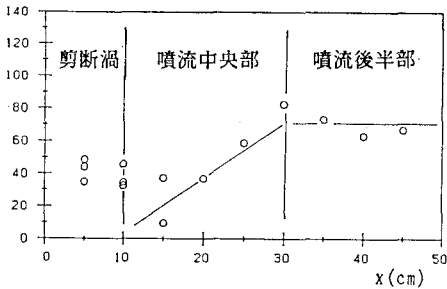


図-10 得られた混合距離 (l)

秒付近で生じる戻り流れの位相にも違いが生じた。この場所では水平拡散効果が無視できないことが分かる。ただし、こうした局所的な場所を除くと、全体的には水位変動及び流速分布ともに良好に再現されている。特に水位変動に関しては誤差10%以内に収まる。5.で得られた水平拡散係数を導入することにより、拡幅部での流速に対しても良好な精度が得られるであろう。

7. おわりに

本実験で得られた孤立波の水理特性について以下にまとめる。伝播に伴う波高変化を調べ、狭幅水路では急拡部で発生した反射波による主峰の波高減衰が見られ、そ

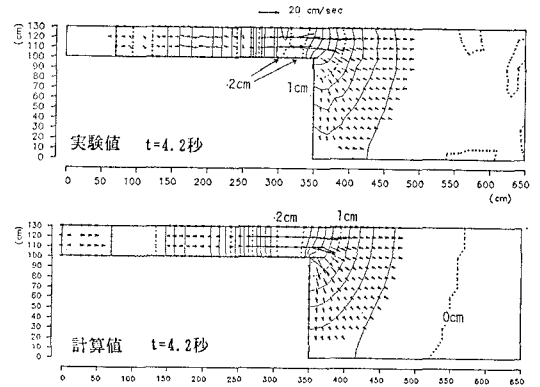


図-11 実験と計算による水位・流速ベクトルの比較

こでは重複的な水位と流速の関係が得られた。主峰の急拡部通過後には、自由噴流に似た性質を示し、流速分布の相似性も成立する。ただし、通常の定常問題と比較すると幅方向の広がり大きい。同時に、急拡部角では剪断渦が生じ、図-5にあるような挙動を示した。実験値から噴流領域内での混合距離を見積った結果、急拡部からの距離により、3つの領域に分類された。今後、数値計算モデルにこの混合距離モデルを考慮することにより、水位だけでなく流速分布に対する精度の向上が期待される。

謝辞： この研究の一部は文部省科学研究費重点領域研究（代表：東北大学理学部平沢朋郎教授に）より行われた。また、本論文の公表にあたり小川記念基金の補助を受けた。ここに記して謝意を表する。

参考文献

- Rotta, J. C. 著, 大路通雄訳 (1975): 自由噴流, 乱流, 岩波書店, pp. 187~209.
- Mei, C. C. (1989): Scattering by a long and narrow canal or a bay, The applied dynamics of ocean surface waves, World Scientific, pp. 199~205.